Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins

Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke

Band: 14 (1923)

Heft: 8

Artikel: Vergleichende Betrachtungen über die Dimensionen elektrischer Grössen

Autor: Forster, A.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-1060388

Tabelle XXVIII

Versuch No.	Bruch-biegungs-moment cmkg	Mittleres Widerstandsmoment einer einzelnen Stange cm³	Totales Widerstands-moment $W_m \cdot C_m$	Bruchmodul $K_b = \frac{M_b}{M_m \cdot C_m}$ kg/cm²	Bemerkungen
3	784 000	535	1430	550	Lufttrockenes Holz
4	802 400	663	1285	624	
5	958 000	663	1555	615	
10	540 000	592	1160	465	Luftfeuchtes Holz
11	663 000	530	1315	504	
12	664 000	709	1440	460	

Vergleichende Betrachtungen über die Dimensionen elektrischer Grössen.

Von *A. Forster*, Zürich.

Der Autor leitet in leichtfasslicher Weise und ausgehend vom Prinzip der Aequivalenz aller Energieformen die Dimension der gebräuchlichen elektrischen und magnetischen Grössen ab und macht Vergleiche mit den Dimensionen mechanischer Grössen.

Partant du principe de l'équivalence de l'énergie sous différentes formes l'auteur détermine d'une manière simple les dimensions des grandeurs électriques et magnétiques les plus usitées et les compare aux dimensions des grandeurs mécaniques.

Es ist durchaus nicht immer leicht, sich die Dimensionen elektrischer und magnetischer Grössen dem Gedächtnis so einzuprägen, dass sie jederzeit prompt und ohne ein Nachschlagen der Tabellen zur Verfügung stehen. Für den reinen Mechaniker besteht diese Schwierigkeit nicht, weil er sich anhand von beinahe greifbaren Vorstellungen über die Dimension einer Grösse wie z. B. der Kraft klar werden kann. Diese Klarheit ist zwar auch nur eine scheinbare, denn über das wirkliche Wesen einer mechanischen Kraft wissen wir ebenso wenig wie über dasjenige der elektrischen, aber durch den Vergleich mit unserer physischen Muskelkraft machen wir uns ein plausibles Bild von der „Kraft", welches uns zu einer überaus geläufigen Gewohnheit geworden ist. Dieser Vergleich wäre ja schliesslich auch im Gebiete der elektrischen Erscheinungen möglich und wird sogar in der Tat oft benützt: Man leitet z. B. die Dimension und Einheitsquantität einer Elektrizitäts*menge* ab aus der *Anziehungskraft,* welche diese Menge auf eine zweite gleicher Grösse im Abstand von 1 cm ausübt. Diese Anziehungskraft ist ein Dyn, d. h. eine rein mechanische Kraft, welche wir also unbedenklich in Verbindung mit elektrischen Mengen bringen, wie wenn dieselben körperliche Massen wären. Die Newtonsche Definition der Kraft basiert aber auf körperlichen Massen und es frägt sich, ob nicht die Vermischung von mechanischer Kraft und elektrischen Mengen der Ursprung manches begrifflichen Missverständnisses ist. Um dies zu verdeutlichen, wollen wir unsere oben angeführte Messung der Elektrizitätsmenge nicht an der Luft, sondern innerhalb eines beliebigen Dielektrikums, beispielsweise Oel, vornehmen. Dann ist aber die Anziehungskraft im Abstand 1 cm für *dieselbe* Elektrizitätsmenge, wie oben, *sehr* verschieden von 1 Dyn. Das ist die bekannte, zuerst von Faraday festgestellte Tatsache, dass die Anziehungskraft von der Umgebung der anziehenden Mengen ebensowohl abhängt wie von diesen Mengen selbst. Wir haben nun in der Folge auch auf den mechanischen Gebieten den Glauben verloren an die Existenz solcher Kräfte, welche von einer Menge unvermittelt über eine gewisse Distanz hinweg auf eine andere Menge einwirken sollen und suchen uns ohne Fernkräfte zu behelfen.

Wir wollen nun hier die Dimensionen einiger elektrischer und magnetischer Grössen bestimmen und dieselben mit mechanischen Grössen vergleichen auf einem Wege, der den soeben ausgesprochenen Bedenken Rechnung trägt. Dabei gehen wir aus von der jedermann geläufigen Erfahrungstatsache der Aequivalenz aller Energieformen; es hat demnach die elektrische und magnetische Feldenergie dieselbe Dimension wie die mechanische Energie. Die Dimension dieser letztern ist aber sehr einfach zu bestimmen, denn es ist uns bekannt, dass die kinetische Energie proportional der Masse mal dem Quadrat der Geschwindigkeit zu setzen ist. Es ist dies die von Leibniz aufgestellte Massbestimmung für die Wirkung einer bewegten Masse, die von ihm als „vis viva" benannt wurde und weiter nichts bedeutet als eine zu rechnerischen Zwecken aufgestellte Definition.

Mit den üblichen Bezeichnungen ist also

Geschwindigkeit $v = \frac{dx}{dt}$ Dimension $\frac{L}{T}$

Geschwindigkeitsquadrat $v^2 = \left(\frac{dx}{dt}\right)^2$ Dimension $\frac{L^2}{T^2}$

kinetische Energie $\frac{M v^2}{2}$ Dimension $\frac{M L^2}{T^2}$.

Die Differentiale dx und dt haben als unendlich kleine Grössen des Weges oder der Zeit natürlich die Dimension einer Länge oder Zeit, so dass sich die beigefügten Dimensionen ohne weiteres verstehen. Bekanntlich wird im *cgs*-System für L gesetzt 1 cm, für M die Masse eines Grammes und für die Zeit T eine Sekunde.

Wir betrachten nun ein räumliches elektrostatisches Feld, dessen Feldstärke wie gewohnt mit $\mathcal{E}$ bezeichnet werde, dann ist die Energiedichte dieses Feldes gleich $\frac{\varepsilon}{8\pi}\mathcal{E}^2$. Diese leicht im Gedächtnis haftende Beziehung kann aus der Laplace-Poissonschen Gleichung der elektrostatischen Kraftfunktion abgeleitet werden, sie kann aber auch als Definition der Feldenergie aufgefasst werden, ähnlich wie die oben genannte Leibnizsche Definition der kinetischen Energie. Eine Energiedichte bedeutet: Gesamtenergie im Raume dividiert durch das Volumen (Dimension L^3) des Raumes, d. h. $\frac{\text{elektrische Energie}}{L^3}$. Wegen der Aequivalenz der mechanischen und elektrischen Energie dürfen wir statt der elektrischen Energie unsere oben bestimmte mechanische Energie einsetzen, so dass

$$\mathcal{E}^2 \frac{\varepsilon}{8\pi} = \frac{\text{mechan. Energie}}{L^3} \equiv \text{Dimension } \frac{M L^2}{T^2} : L^3 = \frac{M}{L T^2}.$$

Die Dielektrizitätskonstante ε ist ein Zahlenfaktor, welcher als Verhältniszahl zweier Kapazitäten definiert wird und somit dimensionslos ist, oder anders ausgedrückt, die Dimension Null hat. Es ist nicht erforderlich, dass ε räumlich konstant sei in einem bestimmten Felde, da die Dimension dadurch nicht geändert wird. Lassen wir diesen dimensionslosen Faktor weg, so können wir schreiben:

$$\mathcal{E}^2 \equiv \text{Dimension } \frac{M}{L T^2} \quad \text{oder} \quad \mathcal{E} \equiv \text{Dimension } \frac{M^{1/2}}{L^{1/2}\, T} \text{ Elektrostat. Einheiten (ESE).}$$

Damit haben wir, ausgehend von der Energie, die Dimension der elektrostatischen Feldstärke bestimmt.

Die elektromotorische Kraft E an einem linearen Leiter, welcher zwei Punkte A und B eines elektrostatischen Feldes verbindet, ist $\int_A^B (\mathcal{E}\, ds)$. Da die Integration nichts anderes bedeutet als eine Summierung, so ist die Dimension der Summe gleich wie diejenige des Ausdrucks unter dem Integralzeichen; es können ja selbstverständlich immer nur gleichdimensionierte Summanden zusammenaddiert werden. Daraus ergibt sich als Dimension der elektromotorischen Kraft am Leiter oder der „elektrischen Spannung"

$$E \equiv \Sigma \frac{M^{1/2}}{L^{1/2}\,T} L = \text{Dimension } \frac{M^{1/2} L^{1/2}}{T} \text{ ESE}.$$

Die elektrische Spannung zwischen zwei Punkten benennen wir nun auch als die „Potentialdifferenz" $V_B - V_A$ zwischen A und B, so dass die Dimension des Potentials V_B im elektrostatischen Feld dieselbe ist, wie diejenige, die wir eben für die elektromotorische Kraft bestimmt haben; es mag noch besonders darauf aufmerksam gemacht werden, dass nach dieser Auffassung das Potential als reine Rechnungsgrösse erscheint und dabei keineswegs an eine Distanzwirkung zwischen zwei räumlich getrennten Ladungen gedacht werden muss.

Ebensogut wie die Feldstärke im leeren Raum lässt sich diejenige $\mathfrak{B}_e = \varepsilon\,\mathfrak{E}$ in einem mit Materie erfüllten Raume bestimmen. Diese innere Feldstärke unterscheidet sich nämlich von der im leeren Raum nur dadurch, dass zu der letzteren noch diejenige Feldstärke zu addieren ist, welche von der induktiven Erregung der Materie des Dielektrikums ausgeht. Durch diese Summierung wird wiederum an der Dimension nichts geändert, so dass auch

$$\text{Dimension } \mathfrak{B}_e = \text{Dimension } \mathfrak{E} = \frac{M^{1/2}}{L^{1/2}\,T} \text{ ESE}.$$

Ob diese Summierung linear oder *geometrisch* geschieht, wie es bei inhomogener Erregung der Fall wäre, ändert ebenfalls nichts am Resultat.

Die dielektrische Verschiebung $\mathfrak{D} = \frac{\varepsilon\,\mathfrak{E}}{8\pi}$ ist proportional der induktiven Erregung $\mathfrak{J}_e$ in der Volumeinheit weil diese ja ebenfalls proportional zu $\mathfrak{E}$ ist. $\mathfrak{J}_e$ setzt sich (allerdings hypothetisch) aus der Summe einer Anzahl von elektrischen Momenten $\Sigma e\,l$ dividiert durch die Volumeinheit L^3 zusammen. Dabei verstehen wir in unserm Falle unter einem elektrischen Moment das Moment eines Bipoles gleich der Elektrizitätsmenge e mal dem Polabstand l. Wir schreiben dies so:

$$\frac{\Sigma e\,l}{L^3} = k\,\mathfrak{J}_e = k_1\,\mathfrak{D} = k_1\,\frac{\varepsilon\,\mathfrak{E}}{8\pi}; \text{ Dimension } \mathfrak{D} = \text{Dimension } \mathfrak{E},$$

k und k_1 sind reine dimensionslose Proportionalitätsfaktoren, so dass die Dimension von $\frac{\Sigma e\,l}{L^3}$ gleich derjenigen von $\mathfrak{D}$ ist. Die Dimension von $\frac{\Sigma e\,l}{L^3}$ ist, als Summe gleichdimensionierter Summanden gleich der von $\frac{e.l}{L^3}$, so dass die Dimension von e gleich derjenigen von $\frac{\mathfrak{D}\,L^3}{l}$ ist, d. h.

$$\text{Elektrizitätsmenge } e \equiv \text{Dimension } \mathfrak{D}\,L^2 = \mathfrak{E}\,L^2 = \frac{M^{1/2}}{L^{1/2}\,T} L^2 = \frac{M^{1/2} L^{3/2}}{T} \text{ ESE}.$$

Was endlich die Dimension der Stromstärke I anbelangt, so haben wir nur zu bedenken, dass eine Stromstärke, die in der Zeiteinheit durch einen beliebigen Querschnitt gehende Elektrizitätsmenge bedeutet, sodass die gesuchte Dimension diejenige einer Elektrizitätsmenge dividiert durch eine Zeit ist

$$I \equiv \text{Dimension } \frac{e}{T} = \text{Dimension } \frac{M^{1/2} L^{3/2}}{T} \frac{1}{T} = \frac{M^{1/2} L^{3/2}}{T^2} \text{ ESE}.$$

Die Betrachtungen sind bisher stets im elektrostatischen Felde gemacht worden, so dass die Dimensionen die elektrostatischen Grössen betreffen, weshalb wir noch bei den Resultaten die Bezeichnung ESE beigefügt haben. Will man zum elektromagnetischen System übergehen, so kann man dies tun anhand der Verknüpfungen welche durch die Maxwellschen Gleichungen gegeben sind. Wir wollen hier statt dessen ein blosses mnemotechnisches Hilfsmittel zu dieser Transformation angeben. Man erinnere sich, dass das Elementarquantum der Elektrizität beträgt

im elektrostatischen System $4{,}774\ 10^{-10}$
im elektromagnetischen System $1{,}591\ 10^{-20}$.

Es ist sofort ersichtlich, dass man die zweite Zahl aus der ersten erhält, wenn man durch die Lichtgeschwindigkeit $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm dividiert, und dies ist auch der Fall für jede andere Elektrizitätsmenge. Wenn man sich diese beiden Zahlen nur in ihren Hauptfaktoren $10^{-10} \cdot 10^{-20}$ merkt, so ist man nie im Zweifel über die Verwendung des Faktors c. Für die Transformation der Potentiale muss dann der Faktor c umgekehrt verwendet werden und für die Feldstärke ebenfalls.

Es soll nun die Dimension einer magnetischen Feldstärke auf demselben Wege hergeleitet werden, um zu zeigen, dass das angegebene Verfahren an und für sich ein kurzes logisches Hilfsmittel für das Gedächtnis darstellt.

Im magnetostatischen Felde ist die Volumenenergie $\frac{\mu \mathcal{H}^2}{8\pi}$ wenn $\mathcal{H}$ die Feldstärke ist; μ ist dimensionslos. Der Vergleich mit der mechanischen Energiedichte gibt $\mathcal{H}^2 \equiv \frac{\text{mechanische Energie}}{L^3}$

$$\text{also } \mathcal{H} \equiv \text{Dim} \sqrt{\frac{\text{mech. Energie}}{L^3}} = \sqrt{\frac{M L^2}{T^2} \cdot \frac{1}{L^3}} = \frac{M^{1/2}}{L^{1/2} T};$$

da im magnetostatischen Feld operiert wurde, ist dies die Dimension der elektromagnetischen Einheit (EME).

Um einen *anschaulichen* Vergleich zwischen der Feldstärke und den mechanischen Kräften zu machen, würde es nahe liegen, die Energiedichte $\frac{\varepsilon \mathcal{E}^2}{8\pi}$ mit dem landläufigen Ausdruck für die Energie: „Kraft mal Weg" in Beziehung zu setzen. Dann erhalten wir

$$\frac{\varepsilon \mathcal{E}^2}{8\pi} = \frac{\text{elektr. Energie}}{L^3} = \frac{\text{mechan. Energie}}{L^3} = \frac{\text{Kraft} \times \text{Weg}}{L^3} = \frac{\text{Kraft}}{L^2}.$$

Eine Kraft, dividiert durch L^2, d. h. durch eine Fläche, empfinden wir als einen mechanischen Druck oder Spannung nach Art eines Wasserdruckes, je nachdem sie sich in positivem oder negativem Sinne bemerkbar macht und es ist also $\mathcal{E}^2$ von der Dimension einer solchen mechanischen Spannung, welche man in diesem Fall als die Maxwell-Faradaysche Spannung bezeichnet. Ziehen wir auf beiden Seiten der vorstehenden Identität die Wurzel, so ist

$$\mathcal{E} \sqrt{\frac{\varepsilon}{8\pi}} = \frac{\sqrt{\text{Kraft}}}{L} \quad \text{d. h.} \quad \mathcal{E} \equiv \text{Dimension} \frac{\sqrt{\text{Kraft}}}{L}.$$

Was wir unter der Wurzel aus einer Kraft zu verstehen hätten, entzieht sich unserer reinen Anschauung und liesse sich nur formal verstehen, wenn wir für die Kraft K die aus dem Newtonschen Bewegungsgesetz $K = m \frac{dv}{dt} = \frac{m\, d^2 s}{dt^2}$ zu entnehmende Dimension $\frac{ML}{T^2}$ einführen. Wir können jedoch leicht ein dem Gedächtnis sich einprägendes Bild gewinnen, wenn wir uns einige Fundamentalbegriffe der Elastizitätslehre in Erinnerung bringen.

Ein Stab von der Länge L und vom Querschnitt Q werde an beiden Enden durch eine mechanische Kraft P in der Richtung der Stabaxe gezogen; der Stab wird also verstreckt, ohne dass sich sein Schwerpunkt bewegt. Durch den Zug P verlängert sich der Stab um den Betrag f; gleichzeitig wird sein Querschnitt verkleinert. Diese letztere Veränderung ist für kleine Kräfte unmerklich und sei hier vernachlässigt. Die Verlängerung oder „Verschiebung“ f ist dann nach dem Hookeschen Gesetz proportional zur Zugkraft, indem $f = P\frac{L}{Qk}$ wird, wo k der Proportionalitätsfaktor ist. Es ist also $P = f\frac{Qk}{L}$. Die mechanische Energie S, welche von der Kraft P während der Streckung geleistet wird, beträgt

$$S = \int\limits_f P\,df = \int\limits_f f\frac{Qk}{(L+df)}df = \frac{Qk}{L}\int\limits_f f\,df = f^2\frac{Qk}{2L}.$$

Sie ist offenbar im Innern des Stabes akkumuliert, da ja jederzeit der Streckvorgang rückgängig gemacht werden kann, vorausgesetzt, dass der Stab vollständig elastisch ist. Dabei verteilt sich die Energie S gleichmässig über das ganze Volumen LQ des Stabes, weil ja jedes Stabteilchen an der Verstreckung teilnimmt. Wir können daher für jedes Volumelement eine in demselben aufgespeicherte Deformationsenergie $\frac{S}{QL} = f^2\frac{k}{2L^2}$ annehmen und dies ist dann die Energiedichte der elastischen Deformation.

Ist andererseits derselbe, aus einem Dielektrikum bestehende Stab elektrisch erregt, so dass in seinem Innern die Feldstärke $\mathcal{E}^*$ besteht, so ist die elektrische Energiedichte proportional zu $\mathcal{E}^{*2}$ und wegen der Gleichwertigkeit der Energieformen können wir schreiben

$$\mathcal{E}^{*2} \equiv \text{Dimension } f^2\frac{k}{2L}, \quad \text{so dass } \mathcal{E}^* \equiv \text{Dimension } f\sqrt{\frac{k}{2L}} = \text{Dimension } f\cdot a.$$

Mit a haben wir den für diesen Stab konstanten Faktor $\sqrt{\frac{k}{2L}}$ zusammengefasst, er ist nicht dimensionslos und auch von der Form und der Konstitution der Materie aus welcher der Stab besteht, abhängig, ebenso hängt ε, der Grösse nach, von Form und Materie des Dielektrikums ab, ε ist aber dimensionslos, so dass es in der Dimensionsformel weggelassen werden kann.

Es ergibt sich also, dass die innere Feldstärke die Dimension einer linearen Verschiebung f hat (multpliziert mit einem nicht dimensionslosen Faktor a) und dieser Vergleich ist nun ein wesentlich sinnfälligerer als derjenige mit der Wurzel aus einer mechanischen Kraft. Man sieht dies besonders deutlich, wenn man die Dimension fa mit derjenigen einer dielektrischen Verschiebung vergleicht, welche ja ebenfalls als Produkt einer linearen Verschiebung mit einem nicht dimensionslosen Faktor aufzufassen ist (elektrisches Moment des Volumelementes).

Wir haben also, wenn wir im Dielektrikum die Linien gleicher $\mathcal{E}^*$ ziehen, solche Linien vor uns, längs welcher $\mathcal{E}^*$ durch eine konstante lineare Verschiebung f, sowie eine nach dem früher Gesagten gleiche mechanische Spannung $\mathcal{E}^{*2}$ charakterisiert ist und sind damit auf die Maxwell-Faradayschen Kraftlinien zurückgekommen. Dieser Vergleich mit der elastischen Verschiebung und Spannung lässt sich allerdings nicht für alle Verhältnisse durchführen, was schon daraus hervorgeht, dass bei zeitlich ändernden elektrischen Feldern magnetische Feldstärken auftreten, für die in der Elastizitätstheorie kein Analogon besteht. Auch ist die Spannungs*verteilung* nach den verschiedenen Richtungen, wie sie durch den sog. Maxwellschen Spannungstensor beschrieben wird, keineswegs identisch mit der elastischen Spannungsverteilung. Man hat deshalb, was in diesem Zusammenhang noch erwähnt werden soll, diese Spannungen einem hypothetischen Stoff, dem Aether, zugeschrieben, in welchem dann die Maxwellsche Verteilung gelten soll; aber man ist sich über diesen Verteilungstensor zum mindesten in zeitlich veränderlichen Feldern durchaus nicht einig (Hertz, Abraham, Minkowski), so dass man leicht einsieht, welcher Grad von Wahrscheinlichkeit oder vielmehr Unwahrscheinlichkeit der Hypothese eines Aethers anhaftet.

Unser Vergleich erweist sich also nicht für alle Fälle zutreffend, mag also immerhin als ein die Vorstellungskraft belebendes Bild hier von neuem angeführt werden. Weitergehende Erörterungen über diesen Gegenstand finden sich vielfach in der Literatur, wie z. B. J. C. Maxwell, Physikalische Kraftlinien, Heft 102 von Ostwalds Klassikern der exakten Wissenschaften und M. Weinstein, Kräfte und Spannungen, Heft 8 der Sammlung Vieweg.

Es sei ferner noch bemerkt, dass auch die Relativitätstheorie von Albert Einstein zu keiner völlig eindeutigen Zusammenfassung der elektrischen und mechanischen Spannungen geführt hat, worüber Thirring in der Physikalischen Zeitschrift 1918, Seite 204 (Bibliothek des Polytechnikums Zürich No. 73967) ein Beispiel gibt.

Wirtschaftliche Mitteilungen. — Communications de nature économique.

Gesuch für Stromausfuhr an den schweiz. Bundesrat. Die *Kraftwerke Brusio*[1]) *A.-G.* in Poschiavo stellen das Gesuch um Bewilligung zur Ausfuhr elektrischer Energie aus ihren Werken nach Italien, an die Società Lombarda per distribuzione di energia elettrica in Mailand.

Die auszuführende Leistung soll, in einer neu zu erstellenden Messtation in Campocologno gemessen, max. 10000 Kilowatt betragen. Die täglich auszuführende Energiemenge soll max. 200000 Kilowattstunden nicht überschreiten. In der Winterperiode (1. November bis 30. April jeden Jahres) soll jedoch die gesamte auszuführende Energiemenge max. 22000000 Kilowattstunden nicht überschreiten, während in der Sommerperiode (1. Mai bis 31. Oktober jeden Jahres) die Ausfuhr von max. 36800000 Kilowattstunden gestattet sein soll.

Die Ausfuhr soll am 1. November 1923 beginnen. Die Bewilligung soll gemäss Gesuch für die Dauer von *zweieinhalb Jahren*, d. h. mit Gültigkeit bis 30. April 1926, erteilt werden. Die Kraftwerke Brusio A.-G. stellen ferner das Gesuch, es möchte ihnen vorgängig der allfälligen Erteilung der nachgesuchten definitiven Bewilligung eine provisorische Bewilligung erteilt werden.

Die zur Ausfuhr bestimmte Energie soll von der Società Lombarda per distribuzione di energia elettrica an ihre Abnehmer in Oberitalien weitergegeben werden.

Gemäss Art. 3 der Verordnung betr. die Ausfuhr elektrischer Energie vom 1. Mai 1918 wird dieses Begehren hiermit veröffentlicht. Einsprachen und andere Vernehmlassungen irgendwelcher Art sind an das Eidg. Amt für Wasserwirtschaft bis spätestens den *18. Oktober 1923* einzureichen. Ebenso ist ein allfälliger Strombedarf im Inlande bis zu diesem Zeitpunkt anzumelden. Auf begründetes Gesuch hin werden Interessenten die wichtigsten Bedingungen für die Lieferung der Energie ins Ausland bekanntgegeben.

[1]) Bundesblatt No. 29, pag. 666.

Mitteilungen der Technischen Prüfanstalten. — Communications des Institutions de Contrôle.

Klingeltransformatoren. In No. 12 des Jahrganges 1916 des Bulletin hat Dr. ing. E. Wirz in sehr eingehender Weise die Klingeltransformatoren behandelt und am Schlusse seiner umfassenden Arbeit „Richtlinien und Leitsätze" für diese schon weit verbreiteten Apparate aufgestellt. Auch unter Berücksichtigung der seither wonnenen Erfahrungen dürften diese „Leitsätze" alle wesentlichen Bedingungen umfassen, welchen einwandfreie Kleintransformatoren zu entsprechen haben. Das Generalsekretariat wies in der gleichen Bulletin-Nummer in einem Beiwort zu jenem Aufsatz auf die Wichtigkeit der darin behandelten Fragen hin und ersuchte die S.E.V.-Mitglieder um Einreichung von Aeusserungen zu diesem Gegenstand, damit dieselben bei der Bearbeitung entsprechender S.E.V.-Prüfvorschriften Verwendung finden könnten.

Da solche Aeusserungen nur in spärlichem Masse eingetroffen sind, die weite Verbreitung der Klingeltransformatoren aber dringend die Aufstellung von Prüfvorschriften fordert, möchten wir an dieser Stelle das Thema nochmals aufgreifen, im vollen Bewusstsein, nichts wesentlich Neues beifügen zu können, aber mit der Absicht, das Interesse für die Sache wieder zu wecken und für die Aufstellung von Prüfvorschriften durch die Normalienkommission des S.E.V. und V.S.E. eine gewisse Vorarbeit zu leisten.

Wir möchten zunächst in Kürze nochmals die von einem Klingeltransformator zu fordernden Eigenschaften aufzählen und zwar unterteilt nach folgenden Gesichtspunkten:

1. Allgemeine Forderungen,
2. Forderungen des Eigentümers der Apparate,
3. Bedingungen des stromliefernden Elektrizitätswerkes,
4. Forderungen zur Verhütung von Personen- und Sachschaden.

Es ist ohne weiteres zu erwarten, dass sich gewisse Anforderungen, von diesen vier verschiedenen Standpunkten aus beurteilt, decken werden.

1. Allgemeine Forderungen. Die zum Betriebe von Schwachstromanlagen bestimmten Kleintrans-